

不規則波による湾水の長周期振動について

木村 晃*・喜田昌裕**・山崎樹実也***

1. はじめに

港、湾等が固有の周期で振動する現象は副振動、あるいはセイシュと呼ばれる。この現象の基本的なメカニズムは1960年代にLe-Mehaute (1961), Ippen-Goda (1963)等により研究され、基本モードの共振現象は湾長が入射波の波長の1/4の長さの場合に発生することなどが明らかにされている。これらの理論は通常の波を対象にしたものであったが、風波の周期は高々10 s程度であるため、これらの理論で数百 m 以上の規模を持つ湾水で発生する数分のオーダーの副振動を説明することはできなかった。1970年代後半 Bowers (1977)らは1次波の非線形干渉によって発生する2次長周期波が副振動の原因となることを示した。それ以後、1980年代になって、Mei-Agnon (1989), Wu-Liu (1990), 我が国では喜岡 (1993)らがさらに高次の非線形波によっても副振動が生じることを示し、Multiple-Scale 摂動法を用いた計算法を示した。Mei らの方法では境界条件を与える支配方程式を数値的に解くので任意の港湾形状を取り扱うことができるが、1次波の振幅、周波数を緩やかに変化させることで波の不規則性を間接的に表現するにとどまっているため、入射波のスペクトルを与えて直接湾内の長周期波のスペクトルを計算することはまだできていない。著者ら (1996) は先に Ippen-Goda の理論を拡張して2成分合成波により生じる周波数差の波が原因となる湾水の長周期振動のモデルを提案した。本研究はこのモデルを無数に多くの成分波を持つ不規則波の場合に拡張し、任意のスペクトルを持つ一方向不規則波浪による湾水の長周期振動特性を求める方法を示したものである。

2. 合成波による湾水振動

まず最初に著者らの合成波による湾水の振動モデルおよびその基礎となっている Ippen-Goda のモデルを簡単に説明する。いま図-1のような形状をもち、内外とも水深が一定の矩形の湾を考える。波は湾口に対して直角に

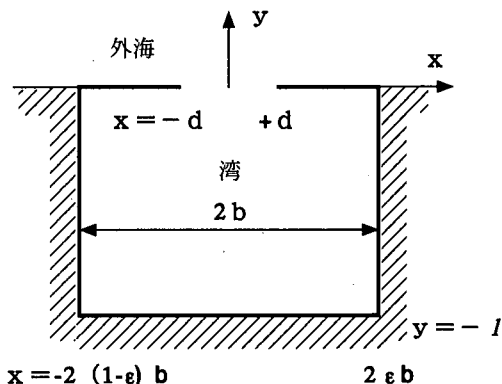


図-1 記号と座標系

入射しており、すべての境界で波是完全反射し、底面摩擦および湾口部等でのエネルギーロスが無視できるものとすれば、湾内外の波の場は次の各式で与えられる (Ippen-Goda, 1963)。すなわち、振幅 $a/2$ 、波数 k 、角周波数 σ の波

$$\eta = \frac{a}{2} \exp\{i(ky + \sigma t)\} \quad \dots\dots\dots (1)$$

が入射した場合、湾外の波の水面形は

$$\eta_1 = a \cos ky \exp\{i\sigma t\} + akc(iI_1 - I_2) \exp\{i(\sigma t + \omega)\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここに $i = \sqrt{-1}$ および

$$c = \frac{1}{\sqrt{[(d/b)(\cot kl - S_1) - \phi_2]^2 + \phi_1^2}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\omega = -\tan^{-1} \frac{\phi_1}{(d/b)(\cot kl - S_1) - \phi_2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$I_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^k \frac{\sin ud}{u\sqrt{k^2 - u^2}} \cos ux \exp\{-i\sqrt{k^2 - u^2}y\} du \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$I_2 = \frac{2}{\pi} \int_k^\infty \frac{\sin ud}{u\sqrt{u^2 - k^2}} \cos ux \exp\{-\sqrt{u^2 - k^2}y\} du \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\phi_1 = \frac{2}{\pi} kd \int_0^{kd} \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2 \sqrt{(kd)^2 - \alpha^2}} d\alpha \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\phi_2 = \frac{2}{\pi} kd \int_{kd}^\infty \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2 \sqrt{\alpha^2 - (kd)^2}} d\alpha \quad \dots\dots\dots (8)$$

* 正会員 工博 鳥取大学教授工学部社会開発システム
 ** 正会員 工修 セントラルコンサルタント
 *** 鳥取大学大学院工学研究科

$$S_1 = 8 \left(\frac{b}{\pi d} \right)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[\sin(n\pi d/2b) \cos \varepsilon n \pi]^2}{n^2 \beta_n \tanh \beta_n k l} \dots\dots\dots (9)$$

$$\beta_n = \sqrt{(n\pi/2kb)^2 - 1} \dots\dots\dots (10)$$

である。一方、湾内の波の水面形は

$$\eta = -\frac{acd}{b \sin kl} \exp\{i(\sigma t + \omega)\} \\ \times [\cos k(y+l) - S(x, y)] \dots\dots\dots (11)$$

で与えられる。ここに

$$S(x, y) = \frac{4b \sin kl}{\pi d} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(n\pi d/2b) \cos \varepsilon n \pi}{n \beta_n \sinh \beta_n k l} \right. \\ \left. \times \cos \frac{n\pi}{2b} (x - 2\varepsilon b) \cosh \beta_n k (y+l) \right\} \dots\dots\dots (12)$$

である。

いま外海から

$$\frac{a_1}{2} \exp\{i(k_1 y + \sigma_1 t + \theta_1)\} + \frac{a_2}{2} \\ \times \exp\{i(k_2 y + \sigma_2 t + \theta_2)\} \dots\dots\dots (13)$$

なる2波の合成波が入射した場合、湾外、湾内には成分波ごとに(12)までの各式で与えられる波が発生する。さらに波が自由波の条件を満たす場合、相互に干渉して非線形な波が発生する。3次以上の干渉波も発生するが(Phillips, 1977)振幅のオーダーが2次のものに比して小さいのでここでは2次干渉波に限って論議する。すなわち、2つの1次成分波の干渉により

$$\sigma^+ t \pm k^- y, \quad \sigma^+ t \pm k^+ y, \quad \sigma^- t \pm k^- y, \quad \sigma^- t \pm k^+ y$$

および

$$2(\sigma_j t \pm k_j y) \quad (j=1, 2) \dots\dots\dots (14)$$

の波が発生する。ここに σ^+ , k^+ はそれぞれ2つの1次成分波の角周波数および波数の正の値である。これらの波のうち、ここでは長周期の波を対象としているので σ^+ を含む波と $2\sigma_j$ の波を無視する。さらに湾水の長周期振動に対する $\sigma^- t \pm k^+ y$ の波の影響は $\sigma^- t \pm k^- y$ のものに比して小さいので無視する(Bowers, 1977)。最終的に湾外、湾内には速度ポテンシャルが次式で与えられる2次長周期波の重複波が残る(木村ら, 1996)。ただし湾は y 軸方向(図-1)に細長い矩形形状のものを対象としている。

$$\phi_{1b}^{(2)} = -i \frac{a_1 a_2}{4 \sigma^2} \frac{D_{12} g}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{\cosh k^-(h+z)}{\cosh k^- h} \\ \times \cos k^- y \exp\{i(\sigma^- t + \theta^-)\} \dots\dots\dots (15)$$

$$\phi_{2b}^{(2)} = -i \frac{a_1 a_2}{4 \sigma^-} \frac{D_{12} g}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{\cosh k^-(h+z)}{\cosh k^- h} \\ \times \frac{c_1 c_2 (d/b)^2}{\sin k_1 l \sin k_2 l} \cos k^-(y+l) \\ \times \exp\{i(\sigma^- t + \theta^- + \omega^-)\} \dots\dots\dots (16)$$

ここに g は重力加速度、 h は水深、

$$\sigma^- = \sigma_1 - \sigma_2, \quad \theta^- = \theta_1 - \theta_2, \quad k^- = |k_1 - k_2|, \quad \left. \vphantom{\sigma^-} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

$$\omega^- = \omega_1 - \omega_2$$

$$R_j = \sqrt{k_j \tanh k_j h} \quad (j=1, 2) \dots\dots\dots (18)$$

$$D_{12} = [(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})(\sqrt{R_2}(k_1^2 - R_1^2) \\ - \sqrt{R_1}(k_2^2 - R_2^2)) \\ + 2(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2(k_1 k_2 - R_1 R_2)] \\ / [(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2 - k^- \tanh k^- h] \dots\dots\dots (19)$$

である(Kimura, 1984)。(15)、(16)式の ϕ の添え字1は湾外、2は湾内のものであること、 b は拘束波であることを意味する。(15)、(16)の両式は湾口($y=0$)で不連続となる。この不連続を解消するように σ^- の自由波が発生するものと考え、湾内外の自由波の速度ポテンシャルはそれぞれ次式で与えられる。

$$\phi_{1f} = -\frac{i}{\sigma^-} \{i I_{1f} - I_{2f}\} k_f C_{12} g \frac{\cosh k_f(z+h)}{\cosh k_f h} \\ \times \exp\{i(\sigma^- t + \Omega_{12})\} \dots\dots\dots (20)$$

$$\phi_{2f} = \frac{ig}{\sigma^-} \frac{C_{12} d \exp\{i \Omega_{12}\}}{b \sin k_f l} \\ \times [\cos k_f(y+l) - S_f(x, y)] \\ \times \frac{\cosh k_f(z+h)}{\cosh k_f h} \exp\{i \sigma^- t\} \dots\dots\dots (21)$$

ここに(20)、(21)両式の ϕ の添え字 f は自由波であることを意味し、

$$C_{12} = \frac{a_1 a_2}{4} \frac{D_{12}}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{\{P_1^2 - 2P_1 \cos \omega^- + 1\}^{1/2}}{\{(P_2 - \phi_{2f})^2 + \phi_{1f}^2\}^{1/2}} \dots\dots\dots (22)$$

$$\Omega_{12} = \tan^{-1} \left\{ \frac{P_1 \sin(\theta^- + \omega^-) - \sin \theta^-}{P_1 \cos(\theta^- + \omega^-) - \cos \theta^-} \right\} \\ - \tan^{-1} \left\{ \frac{\phi_{1f}}{P_2 - \phi_{2f}} \right\} \dots\dots\dots (23)$$

$$P_1 = \frac{c_1 c_2 (d/b)^2}{\sin k_1 l \sin k_2 l} \cos k^- l \dots\dots\dots (24)$$

$$P_2 = (d/b) [\cot k_f l - S_{1f}] \dots\dots\dots (25)$$

は(20)、(21)両式から計算される湾口($y=0$)での湾内外の水位

$$\xi_1 = \frac{a_1 a_2}{4} \frac{D_{12}}{\sqrt{R_1 R_2}} \exp\{i(\sigma^- t + \theta^-)\} \\ + C_{12} [i \phi_{1f} - \phi_{2f}] \exp\{i(\sigma^- t + \Omega_{12})\} \dots\dots\dots (26)$$

$$\xi_2 = \frac{a_1 a_2}{4} \frac{D_{12}}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{c_1 c_2 (d/b)^2}{\sin k_1 l \sin k_2 l} \\ \times \cos k^- l \exp\{i(\sigma^- t + \theta^- + \omega^-)\} \\ - C_{12} (d/b) [\cot k_f l - S_{1f}] \\ \times \exp\{i(\sigma^- t + \Omega_{12})\} \dots\dots\dots (27)$$

を等しいと置くことにより与えられる。(20)から(27)の各式で、 k_f は σ^- に対応する自由波の波数である。(20)

式の I_{1f}, I_{2f} は (5), (6) の両式, (21) 式の $S_f(x, y)$ は (12) 式 (式中に含まれる β_n は (10) 式), (22), (23), (26) 各式の ϕ_{1f}, ϕ_{2f} および (25), (27) 両式の S_{1f} はそれぞれ (7), (8) および (9) の各式, (9) 式中の β_n は (10) 式にこの k_f の値を代入して計算した値である。

3. 不規則波による湾水振動

水面形が次式で与えられる一方向不規則波が湾口に直角に入射している場合について考える。

$$\eta = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{a_m}{2} \exp\{i(k_m y + \sigma_m t + \theta_m)\} \quad \cdots \cdots (28)$$

ここに $a_m/2, k_m, \sigma_m, \theta_m$ はそれぞれ第 m 成分波の振幅, 波数, 角周波数および位相角である。1 次成分波相互の干渉によって湾外には

$$\eta_1 = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_m a_n}{4} \frac{D_{mn}}{\sqrt{R_m R_n}} \cos k_{mn} y \times \exp\{i(\sigma_{mn} t + \theta_{mn})\} \quad \cdots \cdots (29)$$

なる長周期の重複波が発生する。ここに $k_{mn} = |k_m - k_n|$, $\sigma_{mn} = \sigma_m - \sigma_n$, $\theta_{mn} = \theta_m - \theta_n$, D_{mn} は (19) 式の添え字 1, 2 を m, n に置き換えたものである。 R_m は (18) 式の添え字を m に換えた値である。(29) 式において

$$\sigma_{mn} = \sigma_m - \sigma_n = \sigma_r \quad \cdots \cdots (30)$$

となる波のみを取り出す。

$$\eta_r = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_m a_n}{4} \frac{D_{mn}}{\sqrt{R_m R_n}} \times \exp\{i(\sigma_r t + \theta_{mn})\} \quad (m=r+n) \quad \cdots \cdots (31)$$

ただし $y=0, \sigma_m > \sigma_n$ としてある。湾内に進入した不規則波は湾内でも干渉しあって 2 次波が発生する。この波に含まれる長周期波のうち, 角周波数が σ_r の波の総和を計算すると (31) 式で与えられる波とは湾口部 ($y=0$) で不連続となる。2. で説明したようにこの不連続を埋めるように新たに自由波が発生する。不規則波の場合周波数の異なる無数に多くの長周期の自由波が発生する。いま湾内のすべての長周期の自由波のうち, 角周波数が $\sigma_m - \sigma_n = \sigma_r$ となる波だけを取り出すと

$$\eta_{2r} = \sum_{n=1}^{\infty} -\frac{C_{mn}(d/b)}{\sin k_r l} [\cos k_r(y+l) - S_f(x, y)] \times \exp\{i(\sigma_r t + \Omega_{mn})\} \quad (m=r+n) \quad \cdots \cdots (32)$$

となる。ここに k_r は σ_r に対応する自由波の波数であり,

$$C_{mn} = \frac{a_m a_n}{4} \frac{D_{mn}}{\sqrt{R_m R_n}} \frac{\sqrt{P_{1mn} - 2P_{1mn} \cos \omega_{mn} + 1}}{\sqrt{(P_{2mn} - \phi_{2f})^2 + \phi_{1f}^2}} \quad \cdots \cdots (33)$$

$$\omega_{mn} = \omega_m - \omega_n \quad \cdots \cdots (34)$$

さらに Ω_{mn} は (23) 式の添え字 1, 2 をそれぞれ m, n に置き換えたものである。(32) 式の $S_f(x, y)$, (33) 式の ϕ_{1f}, ϕ_{2f} はそれぞれ (12) 式および (7), (8) 両式の k に k_r

を代入して計算した値である。(33) 式の P_{1mn} は (24) 式に第 m, n 成分波の諸元を, P_{2mn} は (25) 式に k_r をそれぞれ代入した値である。以上の結果を用いて湾内外の波の振幅を計算する。

湾外側の振幅 η_{1ra} は

$$\begin{aligned} |\eta_{1ra}|^2 &= \eta_{1ra} \eta_{1ra}^* \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_m a_n}{4} \frac{D_{mn}}{\sqrt{R_m R_n}} \exp\{i(\theta_{mn})\} \\ &\quad \times \sum_{q=1}^{\infty} \frac{a_p a_q}{4} \frac{D_{pq}}{\sqrt{R_p R_q}} \exp\{-i(\theta_{pq})\} \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \frac{a_m a_n}{4} \frac{a_p a_q}{4} \frac{D_{mn}}{\sqrt{R_m R_n}} \frac{D_{pq}}{\sqrt{R_p R_q}} \\ &\quad \times \exp\{i(\theta_{mn} - \theta_{pq})\} \\ &\quad (m=r+n, p=r+q) \quad \cdots \cdots (35) \end{aligned}$$

で与えられる。ここに η_{1ra} は η_{1r} の振幅であり, η_{1ra}^* は η_{1ra} の共役複素数である。(35) 式には 1 次成分波の周波数相互の差の項が含まれている。(28) 式の θ_m は $0 \sim 2\pi$ の間で一様分布する確率量であることを考慮して (35) 式を θ に関して平均すると,

$$|\eta_{1ra}|^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_m^2 a_n^2}{16} \frac{(D_{mn})^2}{R_m R_n} \quad (m=r+n) \quad \cdots \cdots (36)$$

となる。

全く同様に湾内側の自由波について考えると

$$\begin{aligned} |\eta_{2ra}|^2 &= \eta_{2ra} \eta_{2ra}^* \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} -\frac{C_{mn}(d/b)}{\sin k_r l} [\cos k_r(y+l) - S_f(x, y)] \\ &\quad \times \exp\{i\Omega_{mn}\} \\ &\quad \times \sum_{q=1}^{\infty} -\frac{C_{pq}(d/b)}{\sin k_r l} [\cos k_r(y+l) - S_f(x, y)] \\ &\quad \times \exp\{-i\Omega_{pq}\} \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \frac{C_{mn} C_{pq}(d/b)^2}{\sin^2 k_r l} \\ &\quad \times [\cos k_r(y+l) - S_f(x, y)]^2 \\ &\quad \times \exp\{i(\Omega_{mn} - \Omega_{pq})\} \\ &\quad (m=r+n, p=r+q) \quad \cdots \cdots (37) \end{aligned}$$

となる。ここに η_{2ra} は η_{2r} の振幅であり, η_{2ra}^* は η_{2ra} の共役複素数である。(33) 式に含まれる ϕ_{1f} と ϕ_{2f} は $k_r d$ が 0 に近づくと同じように 0 に近づく関数である。たとえば湾が細長く, b/d が 1 の場合, (7), (8) 式は

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= kd + O(k^3 d^3) \\ \phi_2 &= \frac{2}{\pi} kd [3/2 - \gamma - \ln(kd)] + O(k^2 d^2) \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (38)$$

と近似できる (Ippen—Goda, 1963)。ここに $\gamma = 0.5772 \cdots$ (オイラー定数) である。 k_r は十分小さいので $k_r d \approx 0$, すなわち

$$\phi_{1f} \approx \phi_{2f} \approx 0 \quad \cdots \cdots (39)$$

と近似できる。(39) 式の関係 (4), (23) 両式に代入すると

$$\Omega_{mn} = \theta_m - \theta_n + \delta_{mn} = \theta_{mn} + \delta_{mn} \quad \dots\dots\dots (40)$$

となる。さらに

$$\delta_{mn} = \tan^{-1} \{ P_{1mn} \sin \omega_{mn} / (P_{1mn} \cos \omega_{mn} - 1) \} \dots\dots (41)$$

であり, (39) 式が成立する場合 (34) 式は $\omega_{mn} = 0$ となるから $\delta_{mn} = 0$ であり (37) 式は

$$\begin{aligned} |\eta_{2ra}|^2 &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \frac{C_{mn} C_{pq} (d/b)^2}{\sin^2 k_r l} \\ &\quad \times [\cos k_r (y+l) - S_r(x, y)]^2 \\ &\quad \times \exp[i(\theta_{mn} + \delta_{mn} - \theta_{pq} - \delta_{pq})] \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \frac{C_{mn} C_{pq} (d/b)^2}{\sin^2 k_r l} \\ &\quad \times [\cos k_r (y+l) - S_r(x, y)]^2 \\ &\quad \times \exp[i(\theta_{mn} - \theta_{pq})] \\ &\quad (m=r+n, p=r+q) \dots\dots\dots (42) \end{aligned}$$

となる。(35) から (36) の部分と同様に位相角について平均操作を行って最終的に

$$\begin{aligned} |\overline{\eta_{2ra}}|^2 &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_{mn}^2 (d/b)^2}{\sin^2 k_r l} \\ &\quad \times [\cos k_r (y+l) - S_r(x, y)]^2 \dots\dots\dots (43) \end{aligned}$$

を得る。以上より角周波数が σ_r の波の湾内の自由波の振幅 (重複波) の 2 乗平均値と同じ周波数の湾外の拘束波の振幅 (重複波) の 2 乗平均値の比は

$$\begin{aligned} R^2(\sigma_r) &= \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_{mn}^2 (d/b)^2}{\sin^2 k_r l} [\cos k_r (y+l) - S_r(x, y)]^2}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_m^2 a_n^2}{16} \frac{(D_{mn})^2}{R_m R_n}} \\ &\quad (m=r+n) \dots\dots\dots (44) \end{aligned}$$

となる。いま,

$$A_{mn} = \frac{a_m a_n}{4} \frac{D_{mn}}{\sqrt{R_m R_n}} \dots\dots\dots (45)$$

および

$$\begin{aligned} B_{mn} &= \frac{\{P_{1mn}^2 - 2P_{1mn} \cos \omega_{mn} + 1\}^{1/2}}{\{(P_{2mn} - \phi_{2f})^2 + \phi_{1f}^2\}^{1/2}} \\ &\quad \times (d/b) [\cos k_r (y+l) - S_r(x, y)] / \sin k_r l \\ &\quad \dots\dots\dots (46) \end{aligned}$$

と置くと, (44) 式は

$$\begin{aligned} R^2(\sigma_r) &= \frac{\sum_{n=1}^{\infty} [A_{mn} B_{mn}]^2}{\sum_{n=1}^{\infty} A_{mn}^2} \\ &\quad (m=r+n) \dots\dots\dots (47) \end{aligned}$$

となる。ただし (46) 式では (39), (40) 両式の近似は用いていない。いま不規則波の周波数スペクトル $S(\sigma)$ が与えられたものとすれば, (45) 式は

$$A_{mn} = \sqrt{4S(\sigma_m)S(\sigma_n)} \frac{D_{mn}}{\sqrt{R_m R_n}} \dots\dots\dots (48)$$

と与えることもできる。その際には

$$\sigma_m = m d \sigma, \quad \sigma_n = n d \sigma, \quad \sigma_r = r d \sigma \dots\dots\dots (49)$$

となる。

4. 理論式の特性

ここでは若干の計算を通じて理論の特性を示す。計算条件を示したものが表-1 である。

水深はすべてのケースで 10 m とした。有義波高を変化させた計算も行ったが増幅率 R に関する限り変化は見られなかった。ここでは $H_{1/3} = 3$ m と一定値を用いた結果を示す。計算に用いた不規則波のスペクトルは Bretschneider-光易型である。 R は湾外の $x = \infty, y = 0$ の点と湾内は $x = b, y = -l$ の点での重複波の振幅を用いて計算した。各ケースの計算結果の R と $k_r l$ の関係を示

表-1 計算条件

Case	$H_{1/3}$ (m)	$T_{1/3}$ (s)	b (m)	d (m)	l (m)	h (m)
1	3	10	100	100	500	10
2	3	6	100	100	500	10
3	3	10	200	200	500	10
4	3	10	100	50	500	10

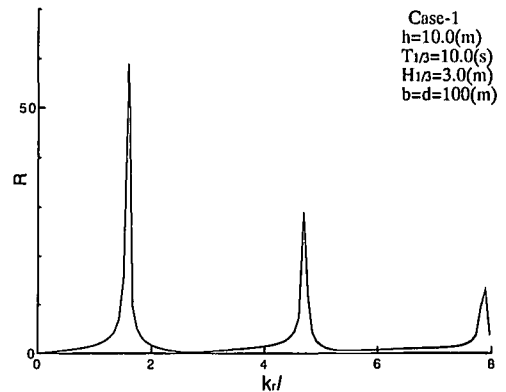


図-2 湾の振動特性 (Case-1)

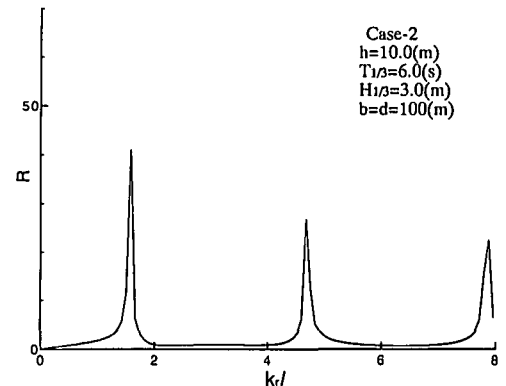


図-3 湾の振動特性 (Case-2)

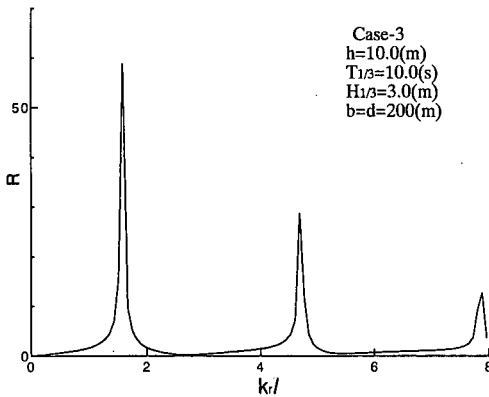


図-4 湾の振動特性 (Case-3)

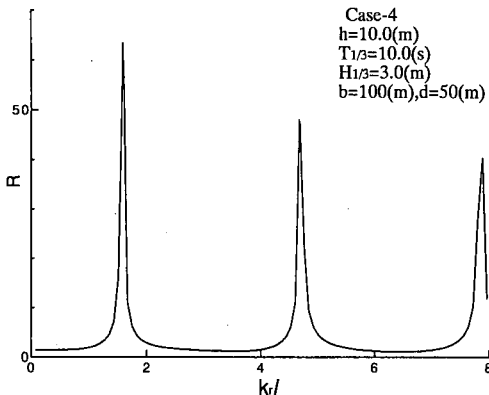


図-5 湾の振動特性 (Case-4)

したものが図-2 から 5 である。すべてのケースで $\varepsilon=1/2$ とした。図からわかるように、いずれのケースでも $krl=1.57, 4.71$ および 7.85 付近にピークが現れている。これらはそれぞれ波長が湾長の $1/4, 3/4$ および $5/4$ に対応する部分であり規則波の結果とよく対応している。共振を起こしている krl の値の幅は非常に狭い。したがってここで対象としている矩形港湾での共振の発生は、湾外での共振周波数に対応する 2 次長周期拘束波の有無に大きく左右される。Case-1 と 2 を比較すると有義波周期が小さい場合、基本共振モードでの R の値が小さくなっている。すなわち相対水深が浅くなると増幅率も

大きくなる。Case-1 と 3 からこの程度の湾幅の違いは共振特性に影響しない。Case-1 と 4 を比較すると、湾口を狭めると R の値が大きくなることがわかる。湾長をさらに大きくした場合についても計算したが、湾長が十分大きな場合、湾の長さは R と krl の関係にほとんど影響しない。

5. おわりに

この研究は著者らが先に発表した 2 次の長周期拘束波による湾水振動のモデルを拡張したもので、任意のスペクトルを持つ一方不規則波浪による湾水の平均化された長周期振動特性を求める方法を示したものである。この結果を用いると湾外における 2 次の長周期拘束波のスペクトルを与えると湾内波のスペクトルを計算することができる。ただし x 軸方向の共振はここでは無視している。これはここで対象とした程度の湾幅では x 軸方向に数分のオーダーの共振が発生しないためである。

参考文献

- 喜岡 渉・柏原謙爾・岩垣雄一 (1993): 不規則波群に伴う 2 次長周期波の湾水振動, 土木学会論文集, No. 473/II-24, pp. 55-64.
- 木村 晃・喜田昌裕・山崎樹実也 (1996): 2 次長周期波による港湾の振動について, 海岸工学論文集第 43 巻, pp. 211-215.
- Bowers, E. C. (1977): Harbour resonance due to set-down beneath wave groups, J. Fluid Mech., Vol. 79, part 1, pp. 71-92.
- Ippen, A. T. and Y. Goda (1963): Wave induced oscillation in harbors, the solution for a rectangular harbor connected to the open-sea, Hydrodynamics Lab. Rep. No. 59, MIT, 90 p.
- Kimura, A. (1984): Averaged two-dimensional frequency wave spectrum of wind waves, Rept. No. 84-3, Comm. on Hydraulics Dept. of civil eng. Delft. Univ., 54 p.
- Le-Mehaute, B. (1961): Theory of wave agitation in a harbor, Proc. ASCE, Vol. 87, HY2, pp. 31-50.
- Mei, C. C. and Y. Agnon (1989): Long period oscillations in a harbour induced by incident short waves, J. Fluid Mech., Vol. 208, pp. 595-608.
- Phillips, O. M. (1969): The dynamics of the upper ocean, Cambridge University press, 261 p.
- Wu, J.-K. and P. L.-F. Liu (1990): Harbour excitations by incident wave groups, J. Fluid Mech., Vol. 217, pp. 595-613.